LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

VI. — OPTIQUE.

SOURCE DE LUMIÈRE. PHOTOMÉTRIE.

La brillance du cratère positif de l'arc au charbon pur et la température de vaporisation du carbone; Finkelnburg W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 559). — Il s'agit de charbons à mèche sans addition de sel. Depuis Lummer (1914), on admet que la brillance et la température du cratère positif sont indépendantes du courant, la brillance étant 18 500 Stilb et la température « noire » 3820° K. Plus récemment, Chaney, Hamister et Glass (*Trans. Electroch. Soc.*, 1935, **67**, 201) ont retrouvé ces nombres pour des densités de courant supérieures à 125 A/cm² et un arc non sifflant. Le présent auteur est parvenu à des résultats différents. Les charbons (de cinéma) font un angle de 100°; leur distance est maintenue constante à la main; une lentille mince projette une image du cratère positif sur une cellule photoélectrique de Dresler; dispositif et corrections déjà décrites (*Z. Physik*, 1939, **113**, 563).

Les expériences montrent que, avec des charbons de 12 mm de diamètre, la brillance augmente linéairement avec le courant; l'augmentation est de 35 pour 100 quand I passe de 18 à 36 A. On a vérifié par des mesures dans le rouge, que l'augmentation ne vient pas d'un rayonnement gazeux, comme celui des bandes de CN ou C_2. La brillance peut dépasser 18 500 Stilb avec l'arc tranquille; elle est, dans les conditions ordinaires, de 16 000 Stilb environ; elle diminue quand le diamètre augmente.

Quand on augmente le courant, l'arc devient sifflant, mais il existe des périodes de quelques secondes où le sifflement cesse; on a fait les mesures pendant ces périodes pour des charbons de 7 mm. On retrouve l'augmentation presque linéaire de la brillance qui peut atteindre 25 000 Stilb. Cette variation doit correspondre à une variation de la température; la limite présumée de 18 500 Stilb ne peut correspondre à la température de sublimation du carbone; on a d'ailleurs déjà trouvé des valeurs différentes pour diverses variétés de carbone. Steinle (1939) a trouvé des valeurs différentes de T dans différents gaz à la même pression : 3818° K dans l'air, 3544° dans N_2, 3433° dans l'argon. Ces températures sont simplement déterminées par l'égalité des énergies fournies et rayonnées; la température de 3820° K dans l'air, avant le commencement du régime sifflant n'a pas d'autre signification. D'après Chaney et autres, le pouvoir absorbant du charbon aux températures élevées serait 0,80 ± 0,03; la température « noire » T_n serait donc liée à la température vraie par $T_n = 0,8\ T^4$; à 3820° K correspond $T = 4040°$. C'est une température voisine de 4000° K que trouve Podszus (*Z. Physik*, 1940, **115**, 651) en discutant les expériences anciennes. — E. Darmois.

Intensité et répartition dans la section, du rayonnement infrarouge de grande longueur d'onde (300 μ) de l'arc au mercure à haute pression; Dahlke W. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 205). — La lampe est placée au foyer d'un miroir parabolique; le rayonnement est filtré par des feuilles de papier noir et de paraffine; un miroir le recueille, au foyer duquel est placée la pile thermoélectrique. Tables donnant le diamètre des lampes, la pression [600-1100 Torr (mm Hg)], la consommation en W/cm (24-36), le rayonnement, etc. Courbes de l'émission, répartition dans la section. L'émission est maximum au centre.
E. Darmois.

Mesures sur les décharges par impulsion dans le mercure sous hautes pressions; Rompe R. et Schulz P. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 105-110). — Ces recherches avaient pour but de réaliser une brillance instantanée suffisante pour permettre la cinématographie à mouvement continu.

Un dispositif électrique convenable produit des impulsions de tension de 10 000 V à 20 000 V d'une

durée de l'ordre de 5.10^{-6} sec avec une énergie disponible de 70 J; ce qui correspond à une puissance de $35 10^7$ W en régime continu. Ces impulsions produisent la décharge dans une lampe à vapeur de mercure d'un type spécial, en verre dur, avec deux électrodes en tungstène assez rapprochées et un remplissage de gaz rare sous une pression pouvant atteindre une dizaine d'atmosphères.

L'intensité en bougies a été mesurée par une méthode visuelle, en prenant une lampe à vapeur de mercure à haute pression du type ordinaire comme source de comparaison; on obtient l'intensité instantanée en divisant l'intensité moyenne par le temps moyen d'allumage par seconde. La brillance instantanée s'obtient en évaluant approximativement la surface de la décharge. Enfin, l'intensité du courant de pointe s'obtient par la méthode simplifiée de Binder.

Ces grandeurs augmentent avec la pression du mercure et avec la tension de choc. Elles atteignent 12.10^6 bougies, 60.10^6 Stilb et 60.10^4 A. Dans ces conditions, la cinématographie continue a été possible.

On donne, sur une planche spéciale, le spectre de la lampe entre 3984 et 5791 Å. — B. Vodar.

Mesures sur des décharges par choc dans la vapeur de mercure aux fortes pressions; Rompe R. et Schulz P. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 105). — On rappelle quelques applications des sources lumineuses à très haute brillance obtenues par les décharges de condensateurs; Pizani et l'auteur ont proposé, en 1933, de faire ainsi la projection d'un film à déroulement continu avec des éclairs espacés de 1/25e sec. Cela demande une source de 10^7 bougies durant 10^{-6} sec. Trois condensateurs sont chargés en parallèle à travers des résistances et déchargés en série avec deux coupures à étincelle dans la source de lumière. Les capacités sont de 1 μF, la tension 21 000 V, la durée de décharge 5.10^{-6} sec et la puissance instantanée 35.10^7 W. La lampe comprend deux électrodes en tungstène activé, elle contient un gaz rare et une goutte de mercure; à température convenable, la pression peut atteindre 10 atm.

La durée des éclairs se détermine au miroir tournant : fente de $3/100^e$ mm, 4000 tours/sec, distance 750 mm entre le miroir et le film; la durée est assez constante vers $4,5.10^{-6}$ sec, indépendante de la pression et de la tension.

En choisissant le nombre des éclairs par seconde assez grand, on peut comparer, par photométrie directe, l'intensité à celle d'une lampe à mercure à haute pression en marche continue. Des tables donnent la variation de la brillance et de l'intensité avec p et V; on a obtenu jusqu'à 12.10^6 bougies Hefner et 60.10^6 Stilb. Par la méthode de Binder (1928) on a mesuré l'intensité maximum du courant étincelle fonctionnant en parallèle sur une résistance sans self; on mesure la résistance; la tension se déduit de la distance explosive et l'on admet $I = \frac{V}{R}$ $(V = 2300 \text{ V})$; l'étincelle est activée par une lampe à mercure donnant de l'ultraviolet. On contrôle, par des photos, la réponse de l'étincelle aux chocs de tension. Un tableau donne les intensités maxima, en fonction de la pression et de la tension de choc. I dépend surtout de la pression; on atteint 60 000 A pour 5 atm; la densité de courant serait alors 6.10^6 A/cm². Un calcul montre que I doit varier à peu près comme $p^{\frac{5}{3}}$; l'expérience donne un exposant compris entre 1,6 et 1,8. La brillance moyenne varierait à peu près comme $I^{1,3}$.

L'étude du spectre de la décharge montre des raies élargies, des satellites pour les raies jaunes et la raie verte, un fond continu important. Vers 3 atm apparaît, entre 4900 et 5400 Å, un système de bandes qui devient diffus aux hautes pressions. La lumière est nettement plus blanche que celle de l'arc au mercure ordinaire. L'expérience a montré que la projection d'un film à déroulement continu était possible; on reviendra là-dessus ailleurs. — E. Darmois.

La répartition relative de l'énergie dans le spectre continu de l'étincelle en milieu liquide entre 9000 et 5000 Å; Schubert H. (*Z. Physik*, 1941, **39**, 295-307). — Mesure de cette répartition spectrale dans l'eau et dans le tétrachlorure de carbone par la méthode photographique. Dans le cas de l'eau, les mesures ont été contrôlées par la méthode photoélectrique. Dans la limite des erreurs, qui sont assez importantes, on trouve que la répartition ne dépend ni de la nature de l'électrode (aluminium, nickel, zinc), ni de celle du liquide. Par contre, contrairement à la théorie de Unsöld, l'intensité I (ν) n'est pas constante : on observe une décroissance à partir d'un maximum situé dans l'ultraviolet. Dans le proche infrarouge, pour $\nu = 3,5.10^{14}$ sec^{-1}, le produit I (dν) n'a que les 20 pour 100 de sa valeur maximum, et le produit $I\,d\lambda$ est tombé à 2 pour 100 seulement de sa valeur la plus grande. Il y a d'autres analogies avec la courbe du corps noir, mais on ne peut rien en déduire sur l'origine du spectre.

La largeur de H est de 100 ± A. On donne une description détaillée de l'appareillage utilisé pour produire l'étincelle. La source de comparaison est une lampe à ruban de tungstène Osram.

B. Vodar.

La transmission optique du quartz fondu; Schraub A. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 64-69). — Depuis que l'on sait préparer de gros échantillons optiques de quartz fondu, on a pensé à l'utiliser pour la construction de spectrographes; à ce point de vue, la connaissance de son absorption est fondamentale. L'auteur passe en revue un grand nombre de publications relatives à la détermination de celle-ci, puis décrit des mesures personnelles faites entre 2000 et 8000 Å sur des échantillons de quartz fondu Heraeus de 13,6 cm d'épaisseur. Ses résultats concordent assez bien avec ceux publiés par Heraeus, la transmission est à peu près constante au-dessus de 3200 Å; elle a la valeur 0,94 (réflexions comprises); au-dessous de 3900 Å, elle diminue rapidement, puis croît un peu, passe par un maximum à 2200 Å environ, puis diminue à nouveau. Le coefficient d'extinction a été calculé en admettant que le pouvoir réflecteur est de 2,8 pour 100 dans tout le spectre. Très faible au-dessus de 3000 Å, il atteint une valeur de l'ordre de 0,1 à 0,2, suivant les auteurs, entre 2100 et 2500 Å (logarithmes décimaux, épaisseurs en centimètres).

L'existence de la bande d'absorption faible du

quartz fondu, située vers 2400 Å, avait déjà été signalée par des auteurs allemands; signalons qu'au cours de nos expériences personnelles, nous avons souvent observé une bande située dans la même région spectrale dans le quartz fondu de quartz et silice.

B. VODAR.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. STÉRÉOSCOPIE. ÉCLAIRAGISME.

Variation de l'acuité visuelle avec la distance d'accommodation; LUCKIESH M. et MOSS F. K. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 594-595). — Les mesures, représentant la moyenne pour sept observateurs, ont montré que l'acuité visuelle décroît linéairement quand l'objet se rapproche et que l'accommodation augmente, passant de 1,33 pour une distance de 10 m à 1,13 pour 50 cm. — Mme E. VASSY.

Nouvelles mesures d'acuité visuelle; SIEDENTOPF H., MEYER E. J. et WEMPE J. (*Z. Instrum.*, 1942, **61**, 372-380). — On a donné les résultats de nombreuses mesures de l'acuité visuelle et du seuil de visibilité en fonction de l'éclairement du champ et du contraste de l'objet par rapport à ce qui l'entoure. On emploie, comme objets, des anneaux de Landolt pour l'acuité visuelle et de petites surfaces sombres pour la limite de visibilité.

Les mesures sont faites par une méthode plus ou moins objective. Par exemple, dans le cas des anneaux de Landolt, ceux-ci sont montés sur un dispositif pouvant subir une rotation devant un écran en papier à dessin ayant un pouvoir réflecteur de 80 pour 100. La personne qui note les résultats dispose la coupure des anneaux dix fois dans un ordre arbitraire, en haut, en bas, à droite ou à gauche; elle note si l'observateur a vu juste ou non. De cette manière, on obtient des résultats bien reproductibles. Les chiffres donnés représentent à ± 5 pour 100 le pouvoir séparateur de l'œil d'un observateur exercé. — B. VODAR.

L'état d'adaptation comme régulateur des sensations visuelles. Une remarque d'ordre physiologique; KÜHL A. (*Z. Instrum.*, 1941, **61**, 278-282). — On donne quelques indications sur le rôle de l'adaptation considérée du point de vue de la théorie de la vision de l'auteur. — B. VODAR.

Une proposition pour généraliser le procédé d'Ostwald pour caractériser les couleurs; ARENS H. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 43-64). — L'auteur s'est proposé d'élargir le système colorimétrique d'Ostwald. Il commence par une discussion détaillée des notions de noir, blanc et de teinte pleine, revues à la lumière de quelques expériences personnelles. Il montre, en particulier, que la teinte pleine contient encore du blanc et du noir et que, de ce fait, la proportion de blanc et de noir donnée par Ostwald n'est pas tout à fait exacte. Il propose, pour lever cette difficulté, une nouvelle notion remplaçant celle de teinte pleine. Pour terminer, il donne quelques formules permettant de calculer les coordonnées trichromes dans le triangle basé sur la nouvelle définition proposée.

B. VODAR.

RADIATIONS. SPECTROSCOPIE.

Déplacements dans les séries spectrales des alcalins par un gaz étranger : leur variation avec la densité; FÜCHTBAUER C. et HÄUSLER G. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 555). — Fermi (1934) a présenté une théorie du déplacement des raies spectrales par un gaz étranger; le déplacement serait la résultante de deux effets : 1° un déplacement vers le rouge, dû à la polarisation de l'atome étranger par le reste positif de l'atome, il serait proportionnel à $d^{\frac{4}{3}}$ (d, densité relative); 2° un déplacement beaucoup plus important dû aux réactions de l'électron optique avec les atomes étrangers; il se produirait, en général, vers le violet et serait proportionnel à d. On en déduit que, si l'on augmente d, le déplacement se fait d'abord vers le violet, puis s'annule, puis a lieu vers le rouge. Le présent travail cherche à vérifier cette conclusion.

On étudie le déplacement de sept raies d'absorption, d'ordre élevé, du rubidium par le néon. Le fond continu est fourni par un arc au charbon très poussé, dont les raies d'émission servent de repères. Rb est vaporisé dans un tube d'acier fermé par deux glaces de quartz; un four électrique de 1,30 m de long fournit une température bien constante (T de 525 à 658° K). Le spectrographe est à cinq prismes de Cornu, dispersion environ 3 A/mm; détails sur les plaques, le développement, le repérage microphotométrique. Les raies non déplacées sont obtenues avec 1/4 atm de néon; les pressions varient de 8 à 38 atm. Les raies étudiées sont 1 S-14 P, 1 S-15 P, ..., 1 S-20 P (λ de 3015 à 2991 Å). Tableaux des déplacements qui atteignent 7,5 cm^{-1}; graphiques; les déplacements ont lieu vers le violet et sont rigoureusement proportionnels à la densité; il n'y a pas d'annulation pour une certaine densité. Il faut donc modifier la théorie de Fermi, probablement en admettant que le premier effet, qui dépend de la constante diélectrique du gaz étranger, est aussi proportionnel à d. La théorie n'est pas à rejeter, mais le calcul doit être revu en ce qui concerne le premier effet.

E. DARMOIS.

Excitation de la raie verte des aurores; EMELEUS K. G., SLOANE R. H. et CATHEART E. B. (*Proc. Phys. Soc.*, 1939, **51**, 978). — L'excitation de la raie verte de l'oxygène a été étudiée dans des tubes à décharge contenant des mélanges d'argon et d'oxygène sous des pressions de quelques millimètres. Les résultats de Mac Lennan pour les meilleures conditions d'excitation de la raie 5577 ont été confirmés. On montre que, pour de fortes densités de courant, la raie est émise principalement dans une zone entourant la région centrale fortement ionisée. On considère également le processus de chocs à l'origine de la production d'atomes d'oxygène métastables, ainsi que l'étouffement de la raie aurorale par certaines impuretés. On montre le rôle des chocs avec des atomes d'argon métastables. — Mme E. VASSY.

Conditions influençant l'intensité des bandes de Cameron $^3\pi-{}^1\Sigma$ de CO; HANSCHE G. E. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 289). — Les conditions influençant l'intensité des bandes de Cameron, en émission dans la décharge sans électrodes, ont été étudiées en détail; les bandes sont intenses, dans un tube à décharge de grande dimension, pour des pressions d'environ 0,005 mm ou moins. Dans ces conditions, l'intervalle moyen entre deux chocs de molécules CO est $2,5.10^{-5}$ sec. De ceci, on peut calculer et tirer la vie moyenne de l'état $^3\pi$ qui est d'environ 10 micro-sec. Un important accroissement de l'intensité, par rapport à celle des autres systèmes de bandes dans les mêmes régions spectrales, s'obtient en augmentant l'énergie des chocs et en diminuant la pression. Ceci indique que la fonction d'excitation du système de Cameron diffère notablement de celles des systèmes auxquels il a été comparé.

Mme E. VASSY.

Spectres de molécules d'halogène. II. Intervalles et intensités relatives dans les spectres de grandes longueurs d'onde; MULLIKEN R. S. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 500). — On a calculé les intervalles d'énergie parmi les niveaux appartenant aux états $^3\pi$ et $^1\pi$ d'une molécule diatomique pour un couplage $j-j$. Une formule est aussi obtenue pour les intensités relatives des transitions de l'état $^1\Sigma$ aux états $^3\pi$ et $^1\pi$. Les relations précédentes sont appliquées à l'interprétation d'un spectre d'absorption de grandes longueurs d'onde de molécules d'halogène diatomique.

Mme E. VASSY.

Effet Zeeman dans le spectre d'arc du rhodium pour des champs élevés; MOLNAR J. P. et HITCHCOCK W. J. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 523-535). — Les mesures ont été faites dans des champs de 70 000 et 94 000 gauss, avec un réseau de six pouces de 180 000 traits, et un réseau de six pouces de 90 000 traits, entre 2200 et 8600 Å. Un tableau donne les résultats.

Mme E. VASSY.

Effet Zeeman dans les champs au-dessus de 50.000 gauss; BACK E. et BEZLER R. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 257). — En réduisant l'entrefer d'un électroaimant Weiss de 4 à 0,4 mm, on fait monter le champ de 38 500 à 50 100 gauss; il est probable qu'avec des pôles de matière plus perméable, on aura 55 000 gauss. On a pu construire une source qui utilise un entrefer aussi réduit. Ce sont les pôles eux-mêmes qui servent d'électrodes secondaires dans la colonne positive de la décharge. Description et dessin de la lampe ainsi constituée. Avec 1900 V efficaces entre les électrodes principales, on a 700 V eff. entre pôles et 0,15 A. Le courant de l'électro est 70 A.

On a étudié l'effet Zeeman de l'argon dans un champ de 50 100 gauss et comparé avec les résultats obtenus par Bakker et de Bruin (1930) dans un champ de 41 000 gauss. Un tableau donne la comparaison pour 7 raies du spectre Ar *II*, une reproduction, de l'effet photographié pour 4348 et 4352 Å. Pour 4348, on peut reconnaître 12 des 18 composantes à la loupe. Pour la raie 4545 Å, la séparation « théorique » donnerait un triplet; Bakker et de Bruin pensent que la composante moyenne serait double; les auteurs ont obtenu une résolution en 10 composantes qui donnent immédiatement $g_1 = 1,334$ et $g_2 = 1,240$. De même, pour 4348, on a $g_1 = 1,604$; $g_2 = 1,428$. Ces g permettent l'utilisation de la « règle de sommation des g »; un exemple est donné pour les électrons du groupe $4p$ ($j = 1/2$). Les résultats obtenus jusqu'à présent l'ont été avec un matériel ordinaire; on n'a même pas utilisé de microphotomètre enregistreur.

E. DARMOIS.

RAYONS X.

La diffusion des rayons X par l'hélium liquide. II; REEKIE J. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 236). — Un jet d'hélium a été obtenu par « l'effet de fontaine » découvert récemment (*Nature*, 1938, **141**, 243; cf. **9**, 158 **D**.); le jet est à la température de 1°,35 K et a 0,8 mm de diamètre. On obtient un anneau faible de diffraction; c'est un anneau de liquide. Les calculs montrent que l'emplacement de l'anneau est d'accord avec une quasi-structure compacte cubique ou hexagonale. Les résultats ne sont toutefois pas encore assez précis. — E. DARMOIS.

Nouveau procédé rœntgenographique pour la détermination de la structure fine submicroscopique d'une substance. Discussion du modèle de la cellulose; HOSEMAN R. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 133). — Dans un travail précédent (*Ibid.*, **113**, 751), l'auteur a expliqué comment la diffraction, sous de faibles angles de Bragg, peut être utilisée pour étudier la structure fine d'une substance. En étudiant le noircissement de la tache centrale, on peut déterminer la fréquence avec laquelle des particules, de longueur et de grosseur données, se présentent dans la substance. On décrit, dans le présent mémoire, l'appareillage employé. Il comprend, en principe, un tube à rayons X alimenté sous 4500 V, avec anode d'Al; il fonctionne, dans certaines conditons, comme une source monochromatique de longueur d'onde 3,6 Å. Le rayonnement traverse trois fentes parallèles alignées, les deux premières de 0,005 mm de largeur, la troisième, plus large, portant la préparation. On décrit l'ajustement des fentes, opération difficile et longue; le faisceau plat obtenu a une ouverture de 2,8′; avec la longueur d'onde employée, il permet l'appréciation de périodes jusqu'à 8700 Å.

On étudie, avec cet appareil, la paraffine $C_{31}H_{64}$; elle serait constituée par des feuillets très plats ayant un peu plus de 400 Å d'épaisseur et une largeur très considérable, probablement macroscopique. C'est en étudiant les réflexions sur les plans de la paraffine qu'on a pu déterminer la courbe de noircissement du rayonnement entre 3 et 6 Å et obtenir la longueur d'onde effective donnée plus haut (reproductions des photos).

On étudie ensuite des fibres de diverses celluloses (ramie, triacétylcellulose); d'après les principes du premier mémoire, on obtient les dimensions des particules les plus fréquentes : 3000 Å dans la ramie, 200 Å dans la triacétylcellulose. On obtient, de même, 60 Å de diamètre pour l'acétate de dextrine; ce produit n'a pas de propriétés fibreuses. Les résultats sur la triacétylcellulose s'expliquent aussi bien dans les

trois théories : 1° des micelles non individuelles; 2° des franges; 3° de la structure ultrafibrillaire. Les autres modèles proposés pour la cellulose sont en contradiction avec les expériences.

E. Darmois.

Sur la théorie de l'effet biologique des rayons II; Koyenuma N. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 213). — Dans un premier mémoire (*Z. Physik*, 1941, **117**, 510), l'auteur a traité de la probabilité d'atteindre le noyau de la cellule. Le rayonnement produit une excitation de certains atomes; en assimilant la transformation biologique à une transformation allotropique cristalline, on a pu obtenir une formule représentant le chemin moyen des électrons de conductibilité du réseau, ce qui a permis de calculer la probabilité de « tir ».

En considérant les gènes comme cristallins, on peut calculer le nombre d'atomes excités par une variation de température. En appelant γ la fraction des atomes qui effectuent des sauts au bord du réseau, on trouve

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = N(1-\gamma) A e^{-\frac{B}{RT}}$$

dont la solution est

$$\gamma = 1 - e^{-ANe^{-\frac{B}{RT}}};$$

le nombre des électrons est un multiple de γN; c'est γN pour une substance hydrogénée.

On calcule ensuite le libre parcours d'un électron dans le réseau suivant les principes de la théorie de Fermi-Dirac. La courbe des dégâts biologiques est de la forme

$$z = z_0\left[1 - e^{-\alpha D}\left(1 + \alpha D + \frac{(\alpha D)^2}{2!} + \ldots + \frac{(\alpha D)^{n-1}}{(n-1)!}\right)\right],$$

où Z est le nombre de cellules endommagées, α le coefficient d'absorption généralisé (probabilité d'atteinte), D la dose appliquée, n le nombre de coups au but. Comme il y a des atomes excités et non excités, le résultat obtenu par chauffage est de la forme

$$z = z_0(1-\gamma)(1 - e^{-\alpha_1 D}\ldots) + z_0\gamma(1 - e^{-\alpha_2 D}\ldots),$$

où les indices 1 et 2 se rapportent aux deux genres d'atomes. On trouve, par exemple,

$$\alpha_1 = N_0 \nu_1 \frac{a+R}{a},$$

où a est le chemin moyen des électrons de rayonnement, R la portée des électrons du rayonnement; autre formule pour α_2 où intervient le chemin moyen calculé plus haut. Les formules obtenues sont appliquées à la comparaison des effets obtenus à 308° et 293° K, on trouve

$$\frac{\gamma_{308}}{\gamma_{293}} = 1,25$$

avec

$$B = 3000 \text{ cal/mol}, \qquad N = 10^{16}, \qquad A = 3.10^{10}.$$

Des expériences sur des bactéries irradiées par des particules α de P_0 n'ont montré aucune influence de T entre 5° et 35° C. En reprenant le calcul du chemin moyen et faisant diverses hypothèses, on obtient

$$\frac{\gamma_{30}}{\gamma_0} = 1,0018,$$

ce qui coïncide à peu près avec le pourcentage de mutations observées sur *Drosophila Melanogaster*, par Timofieff, par simple influence de la température. Des résultats seront communiqués pour l'action des rayons X. — E. Darmois.

VII. — CHALEUR ET THERMODYNAMIQUE.

CHALEUR. TEMPÉRATURE.

La chaleur spécifique du Mn de 16 à 22° K; Elson R. G., Smith H. G. et Wilhem J. O. (*Canadian J. Research*, 1940, **18**, 83). — Description d'un calorimètre pour la mesure des chaleurs spécifiques aux températures comprises entre l'hydrogène liquide et l'hélium liquide. Il est construit de telle sorte que les échantillons puissent être changés sans perturber l'étalonnage du thermomètre ou la masse en eau du calorimètre.

On a mesuré la chaleur spécifique du Mn entre 16 et 22° K. Elle obéit à la formule

$$C = 0,00421\, T + 464\left(\frac{T}{410}\right)^3.$$

Mme E. Vassy.

Méthode de résonance pour mesurer le rapport des chaleurs spécifiques des gaz $\frac{C_p}{C_v}$; Clark A. L. et Katz L. (*Canadian J. Research*, 1940, **18**, 22 et 39). — La méthode est une modification de celle d'Assmann; celui-ci enfermait le gaz dans un tube en U scellé avec du mercure à la partie inférieure, il faisait osciller le mercure et déduisait γ de la période d'oscillation. Les auteurs mettent le gaz dans deux chambres identiques séparées par un piston étanche en acier; le piston oscille sous l'influence d'un champ magnétique extérieur; on fait varier la fréquence du champ jusqu'à obtenir la résonance. Le calcul donne une relation entre γ, la fréquence, la pression et les constantes de l'appareil. On suppose d'abord les compressions et dilatations adiabatiques; on calcule ensuite les corrections pour des compressions non adiabatiques, pour la perte de chaleur par conduction ($\Delta\gamma$).

Le diamètre du cylindre est 4 cm; le piston pèse 143,69 g; sa surface est 12,5 cm² environ; le volume du gaz de chaque côté est 104 cm³. Les calculs donnent la formule

$$\gamma = 1,86907.10^3 \frac{fm^2}{P_0} \Lambda x G + \Delta\gamma$$

$$\left(\frac{2\pi^2 m V_0}{a^2} \cdot \frac{fm^2}{P_0} \text{ sans correction}\right),$$

fm est mesurée en cycles/sec, P_0 en dynes/cm²; Δ, x, G sont des facteurs de correction sans dimensions; par exemple

$$G = -\frac{P}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_T.$$

On opère jusqu'à des pressions de 25 atm avec N_2, CO_2, H_2, Ar, He. Pour l'azote à 23°,0 C, on a, de 1 à 26 atm,

$$\gamma = 1,4003 + 2,21.10^{-3} P \qquad (P \text{ en Atm.}).$$

Pour CO_2, à 23°,8,

$$\gamma = 1,2948 + 0,00500 P + 0,000179 P^2 \text{ (de 1 à 22 Atm.)}.$$

Pour H_2, à 24°,4,

$$\gamma = 1,4034 + 0,320.10^{-3} P \text{ (de 1 à 25 Atm.)}.$$

Pour l'argon, à 24°,2,

$$\gamma = 1,6662 + 3,53.10^{-3} P \text{ (de 1 à 20,7 Atm.)}.$$

Pour He, à 23°,1,

$$\gamma = 1,6656 - 2,545.10^{-4} P \text{ (de 1 à 20 Atm.)}.$$

Les valeurs obtenues sont comparées à celles de la littérature pour autant que des mesures antérieures existent. — E. Darmois.

Équilibre et formation de germes dans la fusion et la solidification; Dehlinger U. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 197). — I. Lennard-Jones et Devonshire (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **170**, 464; cf. **10**, 211 **D**.) ont proposé une théorie semi-thermodynamique de la fusion. Ils supposent que, dans le réseau cubique à faces centrées de l'argon par exemple, une fraction Q des atomes changent de place de façon à avoir comme voisins immédiats non plus 12 atomes, mais six seulement. L'énergie libre de l'ensemble doit alors contenir un terme de la forme $NW_z Q(1 - Q)$, où z est la nouvelle coordinence, W l'énergie d'interaction entre l'atome au nouvel emplacement et chacun des z voisins. Si $W(T)$ est connu, on peut, à l'imitation de Bragg et Williams, trouver la variation de Q avec T. Pour W constant, on trouve une température critique T_F au-dessus de laquelle $Q = 1/2$. En réalité, W diminue quand Q augmente, à cause de la variation des distances interatomiques, d'où une forme en S de la courbe $Q = f(T)$, avec deux températures T_1 et T_2 entre lesquelles un équilibre à deux phases est possible. La température de fusion est intermédiaire entre T_1 et T_2; à cette température, Q est à peu près 1/2 et l'augmentation de T ne change plus sa valeur.

L'auteur montre que le modèle de Lennard-Jones et Devonshire est à peu près d'accord avec les résultats que les rayons X indiquent pour la constitution de l'argon à l'état solide et à l'état liquide, mais pas du tout avec ce qu'on obtient pour les métaux fondus, pour lesquels le potentiel d'interaction ne peut se mettre sous la forme $\frac{a}{r^n} - \frac{b}{r^m}$. Pour les métaux, on propose d'admettre que la coordinence passe de 30 à 30 + 1; le travail de décoordination est de nouveau proportionnel aux nombres d'atomes dans les deux positions; on retrouve une expression $NCQ(1 - Q)$, où C est peu variable avec Q. La coordinence moyenne et le travail de décoordination varient alors beaucoup moins dans le passage cristal-liquide. La théorie ressemble à celle de la transition ordre-désordre dans les cristaux mixtes. On retrouve les deux températures : T_1, au-dessous de laquelle le liquide est lui-même instable et non en équilibre avec le solide; T_2, au-dessus de laquelle le cristal est instable et non en équilibre avec le liquide. Entre T_1 et T_2, les deux formes sont stables à la fois et l'équilibre devient possible.

II. Depuis Tammann, on sait que la cristallisation d'un liquide surfondu ne commence qu'en certains points privilégiés où des germes se sont formés; la formation de ces germes varie avec T d'une autre façon que leur vitesse de croissance. La formation de germes dans un liquide pur ne suppose aucun transport de matière; elle doit être analogue à celle des germes dans une transformation allotropique qui, comme les transformations ordre-désordre, commencerait dans l'intérieur d'un cristal mixte. La formation de germes doit être irréversible, donc liée à une diminution de l'énergie libre. L'auteur établit l'équation aux dérivées partielles régissant un tel processus. Elle s'écrit à l'aide d'une expression assez compliquée de la forme $\frac{\partial Q}{\partial t} = f(\Delta Q, T)$.

Cette équation régit la croissance d'une fluctuation statique analogue à un creux dans la courbe de Q en fonction d'une coordonnée; on montre que deux effets se contrarient : la variation avec Q de l'énergie libre locale d'un atome, et les tensions produites par l'apparition du germe. Il faut que plusieurs atomes passent à la fois dans la position de désordre, et à des endroits voisins, pour que le germe soit stable, c'est-à-dire que la fluctuation soit très forte.

On voit ensuite, qualitativement, que la variation avec T de la formation spontanée de germes doit avoir la forme trouvée par Tammann. En particulier, elle ne commence qu'à une certaine distance du point de fusion, exactement à la température T_1 vue précédemment. Pour l'étain, T_1 est 4° au-dessous du point de fusion. Quand le cristal est assez gros, la croissance est régie par une autre équation.

Les mêmes principes permettent de traiter la fusion d'un cristal; pour un cristal surchauffé, les tensions sont beaucoup plus grandes et les germes ne peuvent se former dans l'intérieur; c'est d'accord avec l'expérience qui montre que la fusion commence à la surface, le cristal se dissolvant en quelque sorte dans le liquide. A la fin, il peut d'ailleurs rester des cristaux très petits qui, semblables à des germes, peuvent subsister très longtemps. — E. Darmois.

Détermination de l'humidité de l'air à l'aide de la température d'évaporation de l'eau; Oswatitch K. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 343). — On établit, théoriquement, les conditions qui régissent l'évaporation d'une goutte d'eau dans une atmosphère non saturée; la relation obtenue s'écrit :

$$p_0 - e(T_0) = e(T) - e(T_0) - \alpha(T_0 - T),$$

p_0 est la pression de vapeur d'eau dans l'air loin de la goutte; T_0 la température de l'air; $e(T)$ est la pression de saturation à T; α un coefficient ayant une signi-

fication théorique, mais qui doit être déterminé expérimentalement.

L'humidité relative est $\varphi = \frac{e(T_0)}{p_0}$; elle se déduit de la formule précédente.

Des essais ont été faits en déposant une goutte d'eau sur une soudure thermoélectrique. Le procédé donne des résultats identiques à ceux obtenus avec le psychromètre à aspiration de Aszmann. Sa précision semble devoir être améliorée avec un thermomètre plus précis.

E. DARMOIS.

VIII. — PHYSIQUE DU GLOBE. MÉTÉOROLOGIE. ASTROPHYSIQUE.

PHYSIQUE DU GLOBE.

Une hypothèse astronomique pour expliquer l'époque glaciaire du Permien; IVES R. L. (*J. Frank. Inst.*, 1940, **230**, 45). — L'examen des causes possibles de l'époque glaciaire du Permien a montré plusieurs hypothèses intéressantes, parmi lesquelles celles qui supposent diverses dérives des continents, et d'autres basées sur l'hypothèse de changements dans la circulation atmosphérique résultant de changements relativement faibles dans les dimensions, la situation relative ou les relations des masses continentales.

On présente ici une hypothèse astronomique, attribuant les caractéristiques climatiques de l'époque permienne, à l'influence d'un anneau de petits satellites autour de la Terre, approximativement dans le plan de l'équateur. — Mme E. VASSY.

MÉTÉOROLOGIE.

Détermination plus précise de l'humidité dans les sondages aérologiques; DYBCHENKO V. G. (*C. R. Acad. Sc. U.R.S.S.*, 1939, **24**, 143). — On a enregistré au laboratoire les indications d'un hygromètre à cheveu utilisé dans les sondages, en faisant varier brusquement l'humidité relative de l'air environnant. On constate que l'hygromètre met 4 à 5 min pour atteindre la valeur réelle, et que ses indications suivent une loi exponentielle. Ceci permet d'utiliser, pour le dépouillement, la formule indiquée par Shoubejkin pour calculer l'humidité S d'après les indications A de l'hygromètre

$$S = A + \frac{1}{k}\frac{dA}{dt} \qquad (k \text{ étant une constante}).$$

Mme E. VASSY.

Intégrateur d'énergie lumineuse pour la lumière du jour; TAYLOR A. H. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 105-106). — S'appuyant sur de précédentes expériences (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 3; cf. ci-dessous), l'auteur admet que l'éclairement total est proportionnel à l'énergie reçue pour la longueur d'onde 5600 Å; on place alors un filtre, à peu près monochromatique, isolant cette longueur d'onde, devant une cellule quelconque (ici une cellule à vide au césium); le courant de cellule charge un condensateur dont on enregistre les décharges, qui correspondent chacune à une certaine quantité d'énergie, indépendante de la durée de charge du condensateur. Ce dernier doit, évidemment, être particulièrement bien isolé. — Mme E. VASSY.

La distribution de l'énergie dans la partie visible du spectre de la lumière du jour; TAYLOR A. H. et KERR G. S. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 3-8). — Les mesures ont été faites, dans l'Ohio, à 14,5 km de la ville de Cleveland. L'appareillage comporte un spectromètre Hilger, à déviation constante, qui sert de monochromateur, une cellule au césium et un amplificateur; on visait un disque d'oxyde de magnésium, sauf pour les mesures du Soleil ou du ciel au zénith; la mesure de 4000 à 7000 Å, tous les 200 Å, demande 15 à 20 min; de temps en temps, on mesure l'énergie émise pour 5600 Å, pour s'assurer que l'éclairement reste constant; les résultats sont donnés sous forme de température de couleur, mesurée par comparaison avec une lampe à ruban de tungstène étalonnée.

On a trouvé 5335° K pour température de couleur de la lumière solaire directe, l'éclairement au sol (c'est-à-dire soleil + lumière diffusée par le ciel) n'a jamais donné plus de 6500° K; on pense qu'il y avait un peu de brume et de fumées dans l'air. Par un jour très clair, la température de couleur du ciel au zénith a atteint 60 000° K. Par ciel couvert, partiellement ou complètement, l'éclairement au sol donne de 7600 à 6500° K.

Les auteurs attirent l'attention sur l'influence que peuvent avoir ces importantes variations de la température de couleur, par exemple sur le tri à la couleur de certaines matières premières, où l'éclairage artificiel réalisant les conditions moyennes serait là préférable. On montre que la lumière du ciel nord, que l'on croit constante, est en réalité très variable, la lumière qui varie le moins est celle du ciel et du Soleil ensemble éclairant une surface horizontale, et qui correspond à 6500° K. De nombreuses courbes présentent les résultats rapportés à un même éclairement total. On donne les valeurs numériques moyennes relatives à la lumière solaire directe, Soleil + ciel, ciel couvert, ciel au nord, et ciel au zénith.

Mme E. VASSY.

Photomètre enregistreur automatique à cellule photoélectrique pour l'étude du ciel nocturne et du crépuscule; GRANDMONTAGNE R. (*Rev. Optique*, 1940, **19**, 78-85). — Cf. **3**, 84 **D**.

Transmission du rayonnement infrarouge à travers le brouillard; SMITH P. N. et HAYES H. V. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 332-337). — Les mesures ont été faites dans la baie de Boston et dans la ville

de Boston sur des distances d'environ 500 m; on a rejeté l'emploi de la « visibilité » comme critère des conditions atmosphériques, car cette notion dépend à la fois de la transparence de l'air, de l'éclairement de l'objet et de son contraste avec le fond. L'hétérogénéité des brouillards fait également rejeter l'identification par étude de prises d'air. On a préféré une méthode spectrophotométrique utilisant des filtres, où l'on mesure la transparence relative de trois bandes spectrales.

Le récepteur, déjà décrit (*Rev. Sc. Instr.*, 1936, **7**, 202; cf. **7**, 335 **D.**), est constitué par un corps noir dont l'élévation de température, déformant une membrane élastique, est mesurée par une variation de capacité; il est placé au foyer d'un miroir parabolique.

Les trois bandes spectrales sont : 1° le visible et le proche infrarouge, isolé par un filtre d'eau; 2° l'infrarouge proche (1 à 3 μ) isolé par un verre rouge de sextant; 3° l'infrarouge à partir de 3 μ isolé par un filtre à l'oxyde de magnésium. Des essais préliminaires ont donné les transmissions maxima pour ces trois bandes, et les résultats sont ensuite exprimés en transmissions relatives aux précédentes, prises comme étalon.

Les mesures montrent que, pour des atmosphères chargées d'humidité, les grandes longueurs d'onde (au delà de 2 μ), sont notablement moins absorbées que le visible; l'emploi de radiations infrarouges accroît donc la transmission au-delà des limites de visibilité. — Mme E. Vassy.

Recherches sur la répartition en direction et la pénétration des rayons émis dans les gerbes cosmiques; Rakuttis G. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 318). — Utilisation d'un montage dû à Nie (1936), avec chambre d'ionisation de 30 l remplie d'argon sous 15 atm. Le radiateur est du fer (12 cm); les gerbes actionnent simultanément un appareil à coïncidences triples; en changeant l'emplacement des compteurs, on détermine la répartition en direction. En plaçant du plomb (0 à 10 cm) sur le compteur du milieu, on cherche l'influence du rayonnement émis par l'absorbant sur les compteurs latéraux et l'on étudie l'absorption de ce rayonnement. On retrouve, comme chez Stuhlweissenburg (*Ibid.*, 297), une ouverture de $\pm 60°$ dans les gerbes. Les mesures d'absorption montrent une partie molle (2 cm Pb environ) et une dure (20 cm Pb). Considérations théoriques montrant qu'il existe une certaine probabilité pour que des particules lourdes de grande énergie soient produites dans les gerbes. — E. Darmois.

Coïncidences doubles ou triples dans les chocs de Hoffmann; Stuhlweissenburg E. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 297). — Les gerbes cosmiques sont engendrées dans du plomb ou du fer; sous le métal se trouvent deux chambres d'ionisation séparées par un absorbant; le dispositif permet de déterminer la portée des particules. Dans une autre série d'expériences, une troisième chambre est placée sur le côté et sert à déterminer l'ouverture des gerbes.

Le nombre des chocs ionisants est ramené à la fraction 1/2 de sa valeur dans 5 à 6 cm de Pb quand le radiateur est en fer, dans 6-7 cm de Pb avec un radiateur en Pb. On en déduit une portée moyenne de 11-13 cm dans le plomb. L'absorption dans Pb et Fe n'est pas proportionnelle à la masse, mais à la fraction $\frac{z^2 d}{A}$ (d, densité).

L'emploi des coïncidences triples montre que l'ouverture des gerbes peut atteindre 120°.

Le dispositif permet enfin d'étudier la production de gerbes après que le rayonnement actif a traversé de fortes épaisseurs de matière (effets de transition de Schindler, 1931); des courbes sont tracées pour Pb après le fer ou inversement. On discute les résultats obtenus; ils ne s'expliquent pas tous par la théorie. La considération des coïncidences et des non-coïncidences fait intervenir les matériaux des murs, des chambres d'ionisation, les dimensions géométriques de l'installation, etc. — E. Darmois.

La variation diurne du rayonnement cosmique; Kolhörster W. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 55). — Les rayons verticaux ($+15°$) montrent un maximum vers 12-15 h, un minimum vers 21-24 h. La répartition azimutale montre des décalages systématiques par rapport aux heures précédentes. On présente quelques explications possibles, comme par exemple celle de sources de rayonnement voisines de l'équateur céleste. E. Darmois.

Sur le comportement de la composante pénétrante du rayonnement cosmique; Lyons D. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 166). — Étude théorique très importante effectuée sous la direction de Heisenberg. Elle donne l'absorption des mésons sous la forme $F(h)$; h est comptée en mètres d'équivalent d'eau (100 g/cm²) à partir du sommet de l'atmosphère. En tenant compte de la perte par ionisation, et en admettant une hypothèse relative à la vie moyenne des mésons, on trouve que l'absorption dans l'eau est bien représentée pour $100 < h < 300$ par une formule du type $\frac{1}{h^{1,042\gamma}}$. γ est l'exposant du spectre d'énergie initiale des mésons; on trouve $\gamma = 1,82$. Pour des h plus grands, concordances qualitatives. Pour avoir un accord quantitatif, il faut admettre une absorption supplémentaire qui, pour $\mu c^2 > \frac{3}{4}\,10^8$ eV, serait de l'ordre de 1/200e par mètre d'eau. L'énergie ainsi absorbée serait convertie, pour la plus grande part, en rayonnement mou. On présente également des considérations sur le mode de production des mésons et l'on calcule leur intensité dans l'atmosphère; elle aurait un maximum pour $h = 1$ égal environ à 15 fois l'intensité au niveau de la mer. — E. Darmois.

Les variations d'intensité de la composante dure du rayonnement cosmique; Rau W. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 265). — Les variations ont été enregistrées, pendant 15 mois, grâce à deux chambres d'ionisation immergées dans le lac de Constance. Les deux bombes qui renfermaient tout le matériel se trouvaient à 40 m environ au-dessous du niveau du lac.

La méthode d'enregistrement est celle de Regener dans une fente près du rocher appelé « Teufelstisch ». (1932); les deux chambres contenaient CO_2 (114 l et 33,5 l) sous 28-29 atm à 6° C. On donne des détails sur l'étalonnage, l'influence du niveau du lac, la

grandeur des fluctuations qui se révèlent indépendantes de la température et de l'état barométrique au niveau du sol.

On trouve une variation annuelle, une variation diurne avec une période journalière en temps solaire et en temps sidéral. Un maximum en juillet, un minimum en janvier, différence 4 pour 100. En formant les moyennes à la façon habituelle, la marche journalière montre deux maxima à 9 h et à 22 h; amplitude ± 0,3 pour 100.

On trouve déjà cette marche par l'analyse harmonique des jours séparés; détails sur les procédés statistiques employés. Mêmes procédés pour les moyennes utilisées pour établir l'existence d'une période dans le temps sidéral : ±0,07 pour 100 d'amplitude, avec maximum à 20 h 10 (la théorie de Compton-Getting donne 20 h 40); on retrouve ce résultat par l'analyse harmonique. On compare ces résultats avec les fluctuations observées par d'autres chercheurs. L'onde solaire à deux maxima serait en synchronisme avec l'onde de pression; elle serait explicable par les oscillations planétaires de l'atmosphère terrestre et par conséquent de l'altitude de production des mésons du rayonnement dur. — E. Darmois.

Le nombre moyen d'électrons accompagnant un méson et dus aux collisions du méson avec les électrons atomiques; Williams E. J. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 183). — Par collision avec les électrons atomiques, un méson rapide produit, de temps en temps, des électrons secondaires rapides (knock-on électrons). Dans cette note, l'auteur calcule le nombre moyen R des électrons ainsi produits; on admet que la perte d'énergie des électrons rapides par ionisation, excitation, émission de quanta « mous » est à peu près indépendante de leur énergie. Dans cette hypothèse, la longueur de la trajectoire électronique, où la grandeur de R est peu affectée par les cascades qui, d'après Bhabha, sont produites par les électrons rapides.

Si T est l'énergie d'un électron donnant une trace de longueur x, on calcule $S(T) = \mathrm{d}T/\mathrm{d}x$. Les collisions avec les électrons atomiques, l'émission de quanta donnent, dans $S(T)$, les deux contributions

$$\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_1 = 2{,}3\,k[15 - 4\log_{10} z],$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_2 = 2{,}3\,k.0{,}0045\,z\,(6{,}3 - \log_{10} z)(3{,}7 - \log_{10} z),$$

où z est le numéro atomique. D'autre part, la perte $\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_3$ pour le méson peut s'écrire $2{,}3\,kl_3$, où $l_3 = \log_{10}\left(\frac{Q_m}{10^5}\right)$, où Q_m est environ 2.10^9 eV, ce qui donne $l_3 = 4{,}3$ (au niveau de la mer). Le nombre R est

$$\frac{\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_3}{\left[\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_1 + \left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_2\right]}.$$

On trouve ainsi $R = 0{,}36$ pour l'air et $R = 0{,}39$ pour le plomb.

La méthode de l'auteur permet aussi de calculer le nombre R' des électrons d'énergie supérieure à un minimum E_m (par méson). Le calcul de R' revient à la détermination du spectre des électrons.

E. Darmois.

Production de gerbes par des mésons dans différents matériaux; Swann W. F. G. et Ramsay W. E. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 749). — Un dispositif comportant de nombreux compteurs de Geiger permet d'enregistrer le nombre de gerbes produites dans des blocs métalliques de différents métaux. On porte le nombre de gerbes observées par 1000 mésons incidents, en fonction du numéro atomique de la matière gerbigène.

On trouve que si, pour les gerbes de 2 et 3 électrons, il n'y a pas de variation importante, par contre, en ce qui concerne les gerbes de 1 électron, leur nombre décroît quand le numéro atomique augmente, en contradiction avec la théorie de Bhabba.

A. Berthelot.

Les ions intermédiaires dans l'atmosphère; Hogg A. R. (*Proc. Phys. Soc.*, 1939, **51**, 1014). — On a pu mettre en évidence que les ions faiblement agglomérés dans l'air des villes existent sous forme de petits groupes de mobilités différentes. La variation de mobilité de ces ions avec l'humidité est telle qu'elle conduit à conclure que ces ions sont formés de gouttelettes d'acide sulfurique. Il semble que ces ions résultent de l'agrégation de particules contenant environ 2200 mol d'acide sulfurique. L'acide avant et après agrégation est hydraté à un degré qui dépend de la température et de l'humidité de l'atmosphère et du rayon de la gouttelette. — Mme E. Vassy.

Note sur une méthode pour construire la courbe de répartition des électrons dans la couche F; Macleish C. W. (*Canadian J. Research*, 1940, **18**, 98). — Description d'une méthode pour l'analyse des enregistrements permettant de calculer la densité électronique dans la couche F de l'ionosphère, en fonction de la hauteur au-dessus de la limite inférieure,

Mme E. Vassy.

ASTROPHYSIQUE.

La répartition cosmique des éléments légers; Unsöld A. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 549). — La production d'énergie dans les étoiles et la répartition cosmique des éléments ont été récemment reliées par la théorie de Bethe et Weizsäcker (1937-1938) : chaîne de réactions cycliques avec intervention de C et N comme catalyseurs dans la combinaison de quatre protons et deux électrons pour former une particule α.

La même théorie est invoquée pour expliquer la bifurcation de la série spectrale dans les étoiles de Wolf-Rayet et les étoiles froides. Les étoiles W_N ont des raies de N très intenses; celles de C et O manquent; les étoiles W_C ont, au contraire, des raies de C intenses, celles de N étant très faibles. Pour les étoiles froides, il y aurait abondance de O ou de N suivant le groupe.

Russell (1929) a tenté une analyse quantitative de

l'atmosphère solaire; sa méthode n'a pas bien réussi; mais elle semble meilleure pour les étoiles chaudes B et O ($T > 20\,000°$). La combinaison des formules de Saha et Boltzmann donne

$$\frac{N_{r+1} . P_e}{N_{r,s}} = \frac{2 u_{r+1}}{g_{r,s}} \cdot \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_r - \chi_{r,s}}{kT}}$$

N_{r+1}, nombre des atomes dans l'état d'ionisation $r + 1$ dans une colonne de 1 cm² de base; $N_{r,s}$, nombre d'atomes dans l'état r, avec excitation s suffisante; (χ) tensions d'ionisation; P_e, pression électronique; le premier facteur résultant de la statistique. Comme P_e est le même pour tous les types d'atomes, la formule permet de calculer en valeur relatives les N_{r+1}, à peu près identiques aux concentrations cherchées. Le calcul a été fait pour l'étoile BO τ Scorpii. Il donne les résultats ci-dessous rapportés à $[H] = 10^{10}$

	H.	He.	C.	N.	O.	Ne.	Mg.	Al.	Si.	S.
$\log_{10} N$...	10	9,3	5,9	6,4	6,9	6,4	5,7	4,7	5,6	4,8

H serait beaucoup plus fréquent qu'on ne le croyait auparavant; il interviendrait dans l'absorption continue des étoiles froides; le rapport $\frac{N}{C}$ serait à peu près 3, d'accord avec la théorie ci-dessus; la fréquence de Ne, intermédiaire entre celle de O et Mg, serait normale, alors qu'elle est anormale sur la terre.

E. DARMOIS.

IX. — HISTORIQUE. ENSEIGNEMENT. LABORATOIRES.

Contribution à l'histoire de la viscosimétrie; HÖPPLER F. (*Kolloid. Z.*, 1942, **98**, 1-5). — Les études égyptologiques sur les horloges à écoulement ont conduit à la conclusion qu'Amenemhet (né en 1567 av. J.-C.) doit actuellement être considéré comme le premier physicien de l'ancien monde ayant pris en considération la variation de la viscosité en fonction de la t. — Mme FOEHRINGER.

Albert König, savant, inventeur et homme; BOEGEHOLD H. et WANDERSLEB E. (*Z. Instrum.*, 1941, **61**, 233-239). — Bibliographie de König à l'occasion de son 70e anniversaire. Liste de ses publications scientifiques consacrées à l'optique; indications sur son activité chez Zeiss.

B. VODAR.

X. — REVUE DES LIVRES.

Lavoisier; DAUMAS M. (1 vol. 20 × 14 cm, 259 p., Gallimard, Paris, 40 fr.). — Les ouvrages sérieux sur Lavoisier sont peu nombreux. Les meilleurs sont ceux de Berthelot (*La révolution chimique : Lavoisier*) et de Grimaux (*Lavoisier*, 1743-1794), assez anciens déjà et celui, plus récent, d'Hélène Metzger (*La philosophie de la matière chez Lavoisier*). En ce qui concerne l'œuvre du savant, l'édition des *Œuvres complètes* due à J.-B. Dumas, Grimaux et Fouqué, épuisée en librairie, ne s'adresse qu'à un public restreint.

L'auteur s'est proposé d'établir une biographie du chimiste, aussi détaillée que le permettaient les lettres et les mémoires de l'époque, un peu à la manière dont Guy de Pourtalès a retracé la vie de quelques grands musiciens ou personnages historiques de l'Europe romantique, en replaçant le personnage dans le cadre de son époque et en étudiant les actions réciproques de l'homme et de son milieu. L'ouvrage eût pu avoir pour titre : *L'Europe savante au XVIIIe siècle*.

A côté du personnage central, qui domine de haut le monde des chimistes de son temps, sont ainsi peints, sous des couleurs vivantes : Rouelle, Macquer, Bergmann, Scheele, Guyton de Morveau, Priestley, Fourcroy, Franklin, Laplace, Monge.

Quant à Lavoisier, on suit pas à pas la genèse de son œuvre depuis les premières expériences jusqu'à la découverte de l'oxygène et l'étude des phénomènes de combustion; on assiste à ses difficultés pour la diffusion de ses idées et au triomphe de celles-ci, en même temps qu'on le voit s'élever dans sa vie publique, soit comme académicien, soit comme fermier général ou comme administrateur des poudres et salpêtres. Sur les expériences capitales, les conclusions et les publications du savant, l'essentiel est dit; sur ses erreurs aussi, lorsqu'il passe à côté de la découverte du chlore ou qu'il tente, avec Laplace, de définir le calorique, fait curieux de la part du destructeur du phlogistique.

Puis, ce sont les premiers grondements révolutionnaires auxquels l'homme, absorbé plus encore par ses fonctions publiques que par son laboratoire, ne prend d'abord pas garde. Peu à peu, on voit s'accomplir son destin : lorsqu'il se saura en danger, il sera trop tard pour se mettre à l'abri, comme auront su le faire d'autres plus avisés comme Guyton, Fourcroy et Monge, dont les figures sont bien dessinées. Et c'est par peur que ceux-là, assez habiles pour se concilier les faveurs des révolutionnaires, ne feront rien pour Lavoisier qui sera, peu après, guillotiné,

Le livre ne va pas sans quelques défauts. Par exemple, certains passages sur la Ferme générale eussent gagné à plus de concision; par ailleurs, il est fait une part un peu grande à la conjecture, pour la peinture des laboratoires de l'époque, lorsque les documents manquent. Mais il n'importe, ce livre est utile et l'on ne peut qu'encourager M. Maurice Daumas à faire connaître au grand public quelques-uns de ces précurseurs dont la figure s'est effacée mais dont l'œuvre a grandi avec le temps. — GOMER.

Première vérification périodique des mètres prototypes nationaux et détermination de quelques nouveaux prototypes; PÉRARD A., MAUDET L. et VOLET CH.; Mémoire destiné à être incorporé dans le tome XX de la collection des *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*.

La « vérification périodique » des prototypes nationaux des États figure, dans la Convention du Mètre,

comme l'une des missions essentielles confiées au Bureau international.

L'expression de « vérification périodique » paraîtrait impliquer que l'on a réuni, à un moment déterminé, tous les mètres nationaux pour faire leur détermination en bloc, comme en 1888-1889. Cela aurait été très souhaitable pour la symétrie et le contrôle des opérations; mais, dans la pratique, les mètres ont été remis les uns après les autres depuis 1913 jusqu'en 1935; et l'on a fait une étude partielle chaque fois que l'on a eu présents simultanément un nouveau lot de 6 à 7 des mètres à vérifier.

Le point intéressant de ce travail est, évidemment, le degré de concordance des nouvelles valeurs trouvées par rapport aux anciennes (celles-ci étant réduites avec les nouveaux coefficients de dilatation que l'on a maintenant admis). Après les grandes comparaisons de 1889, René Benoît avait cru pouvoir garantir les valeurs données à 1 ou 2/10e de micron près. En fait, la bonne moitié des écarts sont inférieurs à 2/10e de micron. Mais on relève quatre écarts supérieurs à 4/10e de micron. Sur les quatre, deux ont leur explication immédiate dans des accidents connus : l'un des prototypes a subi une chute, le deuxième un essuyage malencontreux qui a rayé profondément ses deux mouches. L'explication des autres écarts importants doit être recherchée d'abord dans la façon de pointer qui, en 1889, n'avait pas encore été codifiée comme elle l'est maintenant; ensuite, dans le défaut de rectitude des traits et dans leur ébarbage insuffisant, qui avaient laissé un tracé irrégulier et surtout fragile, facilement modifiable par un nouveau contact. En tous cas, si cette précision de 1 à 2/10e de micron doit s'entendre en moyenne pour l'ensemble des opérations de 1889, on peut dire maintenant, à la suite des progrès réalisés, que cette sécurité de 1 à 2/10e de micron dans les valeurs nouvelles s'applique individuellement à chacun des mètres redéterminés.

Le résultat moyen de chaque série de comparaison est publié, ainsi que chaque tableau de compensations. Mais on n'a pas cru devoir, comme en 1889, reproduire la totalité des observations individuelles et des calculs

Les perfectionnements tout récents apportés, tant au comparateur qu'au tracé des prototypes, ne sont pas mentionnés dans le présent ouvrage. Ils seront détaillés dans un nouveau Mémoire, actuellement en cours de rédaction.

Étude des étalons en quartz, témoins de l'unité métrique internationale. Valeurs. Dilatabilités. Indices; PÉRARD A. — Mémoire destiné à être incorporé dans le tome XX de la collection des *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures.*

L'importance du travail que relate ce deuxième Mémoire, tient à ce que ces étalons en quartz constituent le troisième garant de la stabilité de l'unité métrique. Comme l'on sait, le premier est le platine iridié des prototypes, soigneusement éprouvé autrefois par de rapides variations de température et par les secousses d'un trembleur électrique. Le second est la longueur d'onde lumineuse, dont le rapport à l'unité métrique a été tout d'abord mesuré en 1893 par Michelson et Benoît, puis par Benoît-Fabry-Perot, plus récemment en Allemagne, en Angleterre, au Japon, et, prochainement, au Bureau international, sans que l'on puisse déceler une marche quelconque du rapport avec le temps. Le troisième témoin est donc le quartz cristallisé, constituant des étalons en forme de prismes à section carrée de 25 mm de côté, dont les deux bases sont soigneusement travaillées, polies, planes, parallèles, perpendiculaires à l'axe cristallographique, et dont les longueurs s'échelonnent entre 10 et 100 mm.

Les mesures ont été exécutées par les interférences lumineuses au moyen de deux méthodes bien différentes et dans un intervalle de température s'étendant de 5 à 25°. Les écarts des résultats obtenus avec chacune des méthodes par rapport à la moyenne varient de 2 à 7/1000e de micron aux alentours de 15°.

Ces expériences ont fait ressortir des coefficients de dilatation qui ne sont pas identiques d'un étalon à l'autre, l'écart maxima étant de $0{,}04 . 10^{-6}$ par degré.

L'une des méthodes a donné, par surcroît, une valeur de l'indice de réfraction avec une précision de l'ordre de 1 à $2 . 10^{-7}$, voisin de celui avec lequel on obtenait la longueur de l'étalon lui-même; d'une pièce à l'autre, les écarts d'indice se sont élevés jusqu'à $3 . 10^{-6}$.

La variation de l'indice avec la température a été soigneusement étudiée; et tous les résultats obtenus avec des longueurs d'onde qui se répartissent dans le spectre visible entre le rouge du cadmium et le violet du mercure ont été compensés, d'abord pour un même quartz par une formule empirique donnant l'indice absolu N en fonction de la longueur d'onde Λ dans le vide

$$N^2 = F\Lambda^2 + D + E\Lambda^{-2} + E'\Lambda^{-4}$$

et, d'un quartz à l'autre, en unifiant le mieux possible, entre tous les quartz, les quatre coefficients de cette formule.

On a donné seulement en annexe un exemple de chaque type d'observations et de chaque mode de calcul. La reproduction intégrale de toutes les observations faites et des calculs aurait conduit à un développement exagéré du Mémoire.

Tableaux de physique nucléaire avec Introduction à la Physique nucléaire; MATTAUCH J. et FLÜGGE S. (1 vol. 20 × 28 cm, 163 p., 8 pl.; Springer Verlag, Berlin, 1942; 33 R.M.). — L'ouvrage représente un résumé du fichier très complet sur les propriétés des isotopes, noyaux, etc., réuni au « Kaiser Wilhelm Institut für Physik » à Berlin-Dahlem, à jour jusqu'en août 1941, y inclus les données publiées dans *Physical Review* jusqu'à la moitié de 1941. Les tableaux sont construits de manière à retrouver rapidement le travail dont les données sont extraites. Ils sont suivis de 8 diagrammes et schémas de réactions nucléaires

Les auteurs ont trouvé utile de faire précéder les tableaux d'une introduction de physique nucléaire, vu que les traités existants n'embrassent pas les résultats obtenus dans les cinq dernières années, surtout dans le domaine des réactions nucléaires.

Mme FOEHRINGER.

Hydraulique générale. Tome I; ESCANDE L. (1 vol. 18 cm × 24 cm, 237 p., Édouard Privat, Toulouse, 120 fr.). — Dans cet ouvrage, l'auteur s'est attaché à dégager cette liaison essentielle des mathématiques et des applications industrielles qui caractérise la technique moderne de l'hydrau-

lique. Le tome I, dont nous annonçons ici la publication, concerne les principes généraux et les bases essentielles de la mécanique des fluides incompressibles. L'étude des mouvements plans irrotationnels occupe une place particulière et conduit l'auteur à indiquer, à propos de la représentation conforme, les méthodes de calcul utilisées dans la théorie des ailes en aérodynamique et la détermination des profils aérodynamiques des piles de ponts ou des barrages mobiles. Il y a lieu aussi de signaler un exposé précis des équations générales du mouvement des fluides visqueux en coordonnées cartésiennes et en coordonnées cylindriques et de leur application à divers exemples de mouvements permanents.

Sur la valeur de cet ouvrage, on ne peut mieux faire que citer l'opinion de M. Camichel, membre de l'Institut, dans la Préface de ce livre : « L'ouvrage de M. Escande, clair et précis, ne négligeant rien d'essentiel et ne perdant jamais de vue la réalité, constitue une contribution de la plus haute importance dans le domaine de la mécanique des fluides. Ce livre aura l'influence la plus heureuse pour les progrès de la science et de l'industrie en France et à l'étranger. »

CHIMIE PHYSIQUE.

STRUCTURE DES ATOMES. RADIOACTIVITÉ.

Existence d'un moment électrique quadrupolaire du deutéron; KELLOG J. M. B., RABI I. I., RAMSAY N. F. Jr et ZACHARIAS J. R. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 677-695). — Cf. **3**, 71 **D**.

Énergies et périodes des désintégrations α. II. Les périodes; BERTHELOT A. (*J. Phys.*, 1942, **3**, 52-56). — L'auteur propose, pour étudier la variation de la période de désintégration α en fonction de l'énergie, de grouper les éléments, non par famille radioactive comme on le fait d'ordinaire, mais par famille d'isotopes. En utilisant ce mode de groupement, on procède à une réévaluation des rayons nucléaires qui conduit à des valeurs intermédiaires entre celles de Gamow et celle de Bethe. Il examine la signification de la relation énergie-période pour les corps à structure fine.

La radioactivité de l'isotope F de masse 20; CURRAN S. C. et STROTHERS J. E. (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1940, **36**, 252). — La désexcitation de ^{20}F a été discutée par Bower et Burcham (*Proc. Roy. Soc.*, 1939, **173** A, 379; cf. 1940, 3 **CP.**). On l'étudie ici expérimentalement en bombardant BaF_2 avec des deutérons d'énergie 0,7 MV et mesurant la décroissance de la radioactivité avec des compteurs à rayons β et γ. En faisant varier l'épaisseur de l'absorbant (Al) de 0,30 à 0,72 mm, le nombre des coïncidences β-γ par 10^3 particules β varie de 1,04 à 1,20 ($\pm$ 0,15). Les deux courbes de l'absorption β et des coïncidences β-γ coïncident. La désexcitation aurait lieu suivant $^{20}F \rightarrow {}^{20}Ne$ avec émission d'une particule β d'énergie maximum 5,0 MV, suivie d'un quantum γ de 2,2 MV, cette dernière émission pouvant avoir lieu en deux stades.

E. DARMOIS.

Diffusion anormale de neutrons rapides; MAC PHAIL M. R. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 669-676). — On utilise les neutrons produits par la réaction D-D et l'on étudie leur diffusion par différents éléments (Al, Mg, C, Na, N_3Na) quand leur énergie varie. Dans le cas de Al et de Mg, la section efficace présente une variation anormale. Une discussion théorique montre que l'on peut rendre compte du cas de Mg par l'intervention de processus de résonance dus à un niveau de ^{25}Mg à 9,5 MV. La même méthode n'est pas susceptible d'être appliquée au cas de Al.

A. BERTHELOT.

Isotopes radioactifs du chrome; AMAKI T., IIMORI T. et SUGIMOTO A. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 751). — On soumet le chrome à différents bombardements :

1° deutérons : on obtient deux périodes : 1,6 h et 14 jours;

2° Neutrons lents : on obtient trois périodes dont deux sont dues à des impuretés et la troisième (1,7 h) identique à celle obtenue avec les deutérons;

3° Neutrons rapides : on obtient trois périodes dont une due à une impureté, les deux autres étant 3 à 4 h (^{50}V) et 12 jours, identifiée à celle obtenue avec les deutérons.

Les deux nouvelles périodes sont attribuées à ^{55}Cr (environ 1,6 h) et ^{51}Cr (environ 14 jours).

A. BERTHELOT.

Les rayonnements γ et les niveaux d'excitation nucléaires du dépôt actif de l'actinon; SURUGUE J. (*J. Phys.*, 1942, **3**, 71-77). — L'auteur rassemble les informations connues sur les rayonnements des corps descendant de l'actinon. Les rayonnements γ émis au cours des désintégrations successives ont été analysés. L'auteur examine les conclusions qu'on pouvait tirer sur les états d'excitation des noyaux formés et sur la nature des rayonnements produits par leur retour à l'état fondamental.

Les intensités absolues des raies β du thorium B + C + C″, et le facteur de la transformation interne des rayons γ; FLAMMERSFELD A. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 227). — On emploie un spectrographe magnétique pour rayons β avec compteur de Geiger-Müller : rayons des trajectoires 4 cm; compteur en laiton plein d'air sous 12 cm Hg, fente de 0,8 × 10 mm couverte d'une feuille de Zapoulack. On a pu aller jusqu'aux très faibles énergies. Les intensités absolues des raies β sont déterminées en planimétrant la surface des inscriptions et la comparant à celle du fond continu. L'emploi de préparations très pures a permis de trouver quatre nouvelles raies entre 7 et 12 KeV; on a pu, pour la même raison, constater qu'une partie du Th*C″* est perdu par effet de recul, ce qu'on a pu éviter en couvrant les préparations avec une feuille de Zapoulack de 0,2 μ. Les préparations sont très minces, pour éviter un effet déjà constaté dans les mesures, sur Ra*E* : effet des électrons de recul sur la forme du spectre continu. La feuille du compteur est

aussi très mince : 0,3 μ. Toutes ces précautions permettent de descendre sans corrections jusqu'à 25 KeV Les deux spectres de Th*B* et Th*C* + *C*″ sont, malgré les domaines d'énergie très différents, égaux en surface aux erreurs près.

Une reproduction donne les 29 raies enregistrées, certaines (entre $H\rho = 0$ et $H\rho = 2000$) à une échelle réduite pour montrer les rapports d'intensité. Table des intensités de 29 raies ou groupes de raies. Le champ magnétique est homogène à 0,3 pour 100 près; on l'a étudié au balistique en valeur relative; on a pris ensuite au spectrographe la raie F de Th*B*. En admettant, d'après Ellis (1932) la valeur $H\rho = 1385$, pour cette raie, la courbe a pu être graduée en gauss.

Le facteur de transformation intérieure (internal conversion coefficient) donne, en pour 100, le nombre d'atomes excités qui transmettent leur énergie aux électrons extérieurs au lieu d'émettre des rayons γ. On le détermine de nouveau pour les rayons γ des groupes A (40 KeV), F (238 KeV), X (2620 KeV) et on le compare aux valeurs calculées. La concordance est bonne pour A en admettant des transitions quadrupolaires; elle est mauvaise pour F et X.

E. Darmois.

Les spectres de neutrons des éléments B et Be émis sous l'action des rayons α; Stuhlinger E. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 185). — La méthode est celle employée précédemment (*Ibid.*, 178) par Haxel et l'auteur : les rayons α bombardent une couche de bore ou de glucinium; on enregistre les déclanchements de 16 compteurs groupés autour et garnis de bore à l'intérieur, utilisant ainsi la réaction B (*n*, α) Li.

On étudie d'abord la réaction B^{11} (α, *n*) N^{14}. Le rendement en neutrons lents montre une augmentation brusque pour les énergies α pour lesquelles on a excité juste un niveau du noyau final N^{14}. Connaissant les énergies α, on calcule à l'aide de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, les niveaux de N^{14}. On trouve 4,2 ± 0,2; 4,75 ± 0,1; 5,47 ± 0,1; 6,12 ± 0,08; 6,55 ± 0,05 MeV. La fonction d'excitation du spectre total des neutrons montre aussi des résonances nettes; on s'en sert pour déterminer les niveaux du noyau intermédiaire N^{15}. Tableau de ces niveaux; comparaison avec les résultats de Fünfer.

On étudie ensuite la réaction Be^9 (α, *n*) C^{12}. Il s'y superpose le processus Be^9 (α, α) Be^{9*}; $Be^{9*} \rightarrow 2\,\alpha + n$. On a pu trouver les niveaux d'énergie de C^{12} : 9,2±0,1; 10,0 ± 0,08; 10,5 ± 0,05 MeV. Toujours par le même procédé (addition d'une couche épaisse de paraffine), on détermine la fonction d'excitation du rayonnement total; on en conclut les niveaux de résonance de C^{13}. Tableau de ces niveaux; comparaison avec les résultats de Chadwick, Rasetti, Bjerge, Bernardini et Amaldi (1932-1938). — E. Darmois.

Énergies et périodes des désintégrations α. I. Les énergies; Berthelot A. (*J. Phys.*, 1942, **3**, 17-28). — L'auteur examine les variations de l'énergie de désintégration α en fonction du nombre des constituants nucléaires des éléments radioactifs naturels. Il en conclut à l'existence d'une discontinuité dans la variation des énergies de liaison des protons et des neutrons. En utilisant également les énergies de désintégration β, il a été possible de calculer les énergies de condensation des derniers protons et neutrons de tous les éléments connus du nombre de charge 82, 83 et 84. Enfin, l'existence de photons énergiques émis par ThC″ et RaC″ est reliée à la discontinuité des énergies de liaison.

Répartition en énergie et fonction d'excitation des neutrons provenant de la transformation du lithium par les rayons α; Haxel O. et Stuhlinger E. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 178). — Il s'agit de la transformation Li (α, *n*)B^{10}. L'étude du spectre γ du noyau Li^7 n'a pas fourni, d'après Schnetzler (1935), les états excités. Les auteurs ont construit un appareil permettant de déterminer le spectre d'énergie des neutrons émis; l'appareil est du type Fünfer (*Ann. Physik*, 1938-1939). La préparation radioactive (ThC″) est placée au centre d'un ballon de laiton recouvert intérieurement d'une couche de 1,5 mm de CO_3Li_2; pour faire varier l'énergie des rayons α, on peut introduire CO_2 à diverses pressions dans le ballon. Autour du ballon sont disposés 11 compteurs parallèles garnis de bore à l'intérieur. Ces compteurs répondent aux neutrons thermiques qui y produisent la réaction B (*n*, α) Li. On amplifie et inscrit à la façon habituelle. Figures donnant les fonctions d'excitation des neutrons lents et du spectre total des neutrons. On en tire la proportion des neutrons lents. On trouve trois énergies d'excitation : 0,77; 1,31; 2,09 (±0,1) MeV. Discussion des résultats et comparaison avec les résultats antérieurs. — E. Darmois.

Nouvelles expériences sur la rupture d'isotopes séparés de l'uranium; Nier A. O., Booth E. T., Dunning J. R. et Grosse A. V. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 748); et Kingdon K. H., Pollock H. C., Booth E. T. Dunning J. R. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 749). — A l'aide d'un spectrographe de masse, les isotopes ^{238}U, ^{235}U et ^{234}U sont séparés et collectés sur des feuilles de Pt. On les soumet ensuite aux neutrons du cyclotron avec ou sans interposition de paraffine. On trouve que, sous l'action des neutrons lents, 75 pour 100 au moins de ruptures proviennent de ^{235}U. La faible proportion de ^{234}U ne permet pas de savoir si cet isotope subit de façon sensible la rupture.

Sous l'action des neutrons rapides, on observe également la rupture de ^{238}U en quantité suffisante pour rendre compte de la totalité de la rupture observée avec le mélange naturel des isotopes.

A. Berthelot.

Section efficace de la réaction ^{15}N (p, α) C^{12}; Holloway M. G. et Bethe H. A. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 747). — La réaction est produite par impact des neutrons du cyclotron sur une cible gazeuse. La section efficace est déterminée en dénombrant les α produits, connaissant le nombre de protons incidents. On trouve

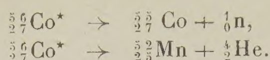
$$\sigma = 1{,}3 . 10^{-26}\ \text{cm}^2 \qquad \text{à}\ 0{,}36\ \text{MV}$$

en assez bon accord avec les prévisions théoriques.

A. Berthelot.

La probabilité relative pour la perte de neutrons et de particules α par un noyau excité; Cork J. M. et Halpern J. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 667-668). — Le bombardement de $^{54}_{26}Fe$ par les deutérons conduit à la formation d'un noyau composé $^{56}_{27}Co$ dans un état

excité qui se détruit, soit par émission d'un neutron, soit par émission d'un α suivant les deux réactions possibles



$$^{56}_{27}\mathrm{Co}^{*} \rightarrow {}^{55}_{27}\mathrm{Co} + {}^{1}_{0}\mathrm{n},$$
$$^{56}_{27}\mathrm{Co}^{*} \rightarrow {}^{52}_{25}\mathrm{Mn} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}.$$

Les deux éléments formés étant émetteurs de positons et de périodes respectives 18 h et 21 min, la mesure de l'activité correspondant à chacune des périodes renseigne sur le nombre d'atomes de chaque espèce formé et, par suite, sur la probabilité relative de départ d'un neutron ou d'un α hors du noyau excité $^{56}_{27}\mathrm{Co}^{*}$. Un étalonnage de la chambre d'ionisation permet d'accéder au nombre absolu de noyaux de chaque sorte formé et d'obtenir les courbes d'excitation pour chacun d'eux. La probabilité relative du départ d'un neutron par rapport à celui d'un α décroît quand l'énergie des deutérons incidents augmente, et passe de la valeur 13 à 6 MV à la valeur 3 à 9 MV.

A. Berthelot.

Sur la dynamique de la fission complexe; Present R. D. et Knipp J. K. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 751). — On discute la théorie de la fission selon le modèle de la goutte liquide en insistant sur la possibilité de rendre compte de son caractère asymétrique.

A. Berthelot.

Le problème de l'isomérie des noyaux atomiques; Flügge S. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 221). — Mise au point très importante et très claire. Le premier cas d'isomérie dans le noyau a été découvert par Hahn (1921) et concerne la paire UX_2 et UZ, deux éléments convertibles tous deux en U *II* avec émission β, ayant le même nombre atomique 91 et le même nombre de masse 234. C'est seulement en 1937 qu'on a trouvé un deuxième cas, celui de ^{80}Br. Sur ce cas particulier, l'auteur explique en quoi consiste l'isomérie et comment Bothe et Gentner sont arrivés à expliquer les trois périodes trouvées pour le produit de fixation d'un neutron par le brome; l'élément ^{80}Br possède à lui seul deux périodes : 18 min et 4,5 h. Une démonstration directe a été apportée par Fleischmann qui a fait agir des neutrons d'environ 0,5 eV et mesuré l'énergie de résonance de Br pour la capture des neutrons. Il a ainsi trouvé deux énergies égales (0,52-0,53 eV) pour les deux périodes; les neutrons étaient donc capturés au même niveau.

On formule le problème de l'existence de l'isomérie; il s'agit d'expliquer pourquoi, parmi les termes du noyau en question, il existe un terme excité métastable qui, contrairement à ce qui se passe d'habitude, ne se transforme pas de suite en l'état fondamental avec émission γ. Autrement dit, il s'agit de montrer que, pour certains processus nucléaires, une règle de sélection interdit cette émission γ

L'auteur expose la théorie qui cherche à expliquer l'isomérie en admettant, à côté du rayonnement dipolaire, un rayonnement de quadrupôle beaucoup plus intense qu'on ne le trouve pour les transitions optiques. Cela revient à admettre des sauts supérieurs à 1 du quantum l.

Dans cette conception, la transition γ entre les niveaux métastable et fondamental est interdite au point que la décomposition β a toujours lieu avant; les deux rayonnements β de 4,5 h et 18 min auraient dû avoir pour Br une énergie différente.

L'étude de la réaction $^{80}\mathrm{Se}\,(p, n)\,^{80}\mathrm{Br}$ permit de déterminer cette différence et de montrer que l'état à 4,5 h est métastable, son énergie d'excitation étant 0,2 MeV.

Pontecorvo (1938) proposa alors d'admettre que l'état métastable se transforme en l'état fondamental avec émission γ non encore observée, l'état fondamental étant ensuite β-actif. L'observation du rayonnement γ a été faite sur ^{104}Rh; mais on observe, la plupart du temps, au lieu du rayonnement γ, une raie électronique dans le continuum β. Le rayon γ a produit une transformation interne dans l'enveloppe électronique de l'atome; cette transformation était connue pour les éléments radioactifs naturels, mais très rare; elle est, au contraire, la règle dans les cas d'isomérie nucléaire. On indique comment peut s'expliquer la transformation interne dans le cas des niveaux K et L, qualitativement d'abord, puis quantitativement.

On a cherché aussi à déduire, de la courbe de décomposition, des conclusions sur l'isomérie. Toujours dans le cas de ^{80}Br, on a déterminé des deux constantes A_1 et A_2 de la relation donnant l'activité $\alpha = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t}$, on a trouvé $\frac{A_1}{A_2} = 0{,}45$.

D'autres expériences et théories destinées à comprendre l'isomérie sont étudiées : question de la conservation du spin et analogie avec les niveaux métastables optiques (orthohélium, orthohydrogène); explication par une isomérie de position dans la construction du noyau; déformation d'un noyau « liquide » primitivement sphérique; modèle de noyau de Sachs où intervient la parité des termes électroniques; modèle de la goutte.

On passe enfin en revue tout le matériel expérimental concernant les nombreux cas d'isomérie nucléaire déjà connus, avec les réactions qui leur ont donné naissance : ^{13}C; ^{49}Ca; ^{44}Sc; ^{51}Ti; ^{49}V; ^{52}Mn; ^{60}Co; ^{69}Zn; ^{79,81}Se; ^{80}Br pour lequel une littérature abondante est analysée; ^{83}Kr; ^{85}Sr; ^{87}Sr; ^{87}Y; Y; ^{89}Zr; ^{93}Nb; élément 43; ^{104}Rh; ^{106}Ag; ^{107,109}Ag; ^{108,110}Ag; Cd; ^{113}In; ^{114}In; ^{115}In; ^{116}In; ^{127}Te; ^{129}Te; ^{131}Te; Xe; ^{134}Cs; ^{152,154}Eu; ^{159}Gd; ^{175}Yb; Lu; Ir; Pt; Au; Pb; ^{234}Pa (UX_2 et UZ).

Un essai de présentation quantitative de tout le matériel expérimental termine l'exposé. Bibliographie abondante. — E. Darmois.

PROPRIÉTÉS DES ATOMES. POIDS ATOMIQUES.

Séparation des isotopes et isomères radioactifs artificiels; Starke K. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 184). — Dès la découverte du neutron, Szilard et Chalmers (1934) proposèrent une méthode pour la séparation de l'isotope radioactif créé par bombardement d'un composé chimique par les neutrons. On fait la théorie de cette méthode en étudiant plus généralement les isotopes obtenus par les processus (n, γ) et l'on passe

en revue les différentes séparations tentées pour isoler ^{128}I, ^{76}As, etc. Certains isotopes sont obtenus à l'état ionisé. — E. Darmois.

Séparation des isotopes par diffusion non permanente; Hellund E. J. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 743). — Cf. **3**, 68 **D**.

Sur la théorie du processus de séparation des isotopes de Clusius et Dickel. I; Waldmann L. (*Z. Physik*, 1939, **114**, 53). — Cf. **3**, 69 **D**.

Compte rendu sur les isotopes; Flügge S. et Mattauch J. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 1). — Table générale des isotopes des divers éléments; les colonnes se rapportent aux propriétés suivantes : nombre de protons Z; nom de l'élément; symbole; nombre de masse A; nombre de neutrons A-Z; $(M - A)\,10^4$ où M est la masse atomique; « packing fraction » $f = \frac{M-A}{A}.10^4$; défaut de masse par rapport aux protons et neutrons; réaction (ou doublet) ayant servi aux mesures. Des explications se rapportent à divers cas douteux. — E. Darmois.

Collision des particules α avec des noyaux de Cl; Hansen W. et Wrenshall G. A. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 750). — On étudie les chocs subis par les α de Th (C + C′) dans une chambre de Wilson emplie d'hélium et de chlorure de méthyle. L'analyse des chocs subis contre les noyaux de chlore permet de donner la relation vitesse-parcours de ceux-ci pour les vitesses comprises entre 0 et 2.10^{-8} cm/sec.
A. Berthelot.

Un nouvel isotope radioactif du masurium $^{101}_{43}Ma$; Sagane J. R., Kojima S., Miyamoto G. et Ikawa M. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 750). — Le bombardement de Mo par neutrons lents donne lieu à la formation de ^{101}Mo dont la décroissance avec une période de 19 ± 1 min et émission de β de 1,78 MV donne lieu à la formation de $^{101}_{43}Ma$ de période 9 ± 1 min, émetteur de β de 1,14 MV. — A. Berthelot.

STRUCTURE ET PROPRIÉTÉS DES MOLÉCULES.

Production, propriétés des fils et structure moléculaire. Considérations de physique moléculaire au sujet de la formation d'un fil; Müller F. H. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 123). — Il s'agit des fils de textiles artificiels comme les rayonnes au cuivre et à la viscose, la laine de caséine, les fils synthétiques Pe — Ce ou styroflex. Ces fils sont très différents les uns des autres, comme le montrent l'étude aux rayons X et les différentes propriétés mécaniques et thermiques. L'auteur essaie de dégager leurs propriétés communes; il croit pouvoir admettre « qu'une solution est filable quand elle contient des molécules filiformes ».

Deux processus jouent un rôle important dans la formation du fil : la production dans la filière et la fixation. Dans la solution même, la disposition rappelle un feutrage moléculaire, sans ordre dans un domaine étendu. Le passage par la filière introduit des déformations et des orientations, possibles grâce aux articulations des longues chaînes, comme l'a déjà montré Kuhn (*Z. angew. Chem.*, 1936, **49**, 858). Une étude statistique des orientations des restes monomères est possible; l'auteur en pose les principes. L'état d'orientation effectivement obtenu est le résultat d'un équilibre entre la tendance à l'orientation et le mouvement thermique. A cause de la structure feutrée, on doit s'attendre à une forte relaxation et la fixation doit intervenir très rapidement; on discute les diverses fixations, en particulier pour le polystyrol. Il ne s'agit pas d'obtenir dans le fil terminé une orientation parfaite, mais de l'obtenir d'une façon bien déterminée; elle n'est d'ailleurs jamais atteinte dans les fibres artificielles à cause de la vitesse avec laquelle on devrait opérer. — E. Darmois.

Contribution à l'étude du noyau aromatique : répartition en densité et énergie résiduelle des électrons de conductibilité du graphite; Schmidt O. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 36). — Le graphite est considéré comme l'aboutissement de la série C_6H_6—$C_{10}H_8$—$C_{14}H_{10}$—$C_{16}H_{10}$, etc.; une théorie du noyau aromatique doit commencer par le graphite. L'auteur a adopté dans une série de publications (1938-1940) un point de vue différent de celui de Hückel (*J. Phys.*, 1937, 1938). Le graphite serait un métal; sa structure lamellaire est essentielle; il conduit 100 fois moins bien dans la direction perpendiculaire au plan des lamelles. Les électrons de conductibilité (B dans la notation de l'auteur) sont donc rapprochés du centre de la lamelle; on calcule leur répartition en hauteur; elle serait de la forme $\frac{2}{C}\sin^2\frac{q\pi z}{c}$ où $c = 3{,}25$ Å est la hauteur de la lamelle, q le nombre quantique axial (1 dans l'état fondamental, 2 dans l'état excité). On trouve $n = 11{,}75.10^{22}$ électrons B par centimètre cube en moyenne, plus que dans n'importe quel métal.

Cette densité électronique est liée à l'énergie résiduelle (de zéro) moyenne $\bar{\varepsilon}$ par la relation de Sommerfeld

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{40}\,\frac{h^2}{m}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{2}{3}} n^{\frac{2}{3}}. \tag{1}$$

En supposant que le graphite est un métal monovalent (1 électron B par atome C), il est indiqué de le comparer aux métaux alcalins. On montre sensiblement

$$\bar{\varepsilon} = S_0, \tag{2}$$

où S_0 est la chaleur de sublimation au zéro absolu; la différence $\bar{\varepsilon} - S_0$ pour les alcalins est presque nulle pour K, Rb, Cs, positive pour Na et Li à cause de l'effet de couplage des électrons à spins antiparallèles. Des tables montrent que les relations (1) et (2) permettent le calcul du nombre effectif d'électrons de conductibilité. On retrouve ainsi des résultats déjà obtenus par d'autres méthodes; par exemple, les électrons de valence des alcalins sont presque

100 pour 100 libres; les alcalino-terreux et Al ont un électron libre, etc.

Le graphite donne 93 pour 100 dans l'hypothèse de la monovalence. $\bar{\varepsilon}$ est voisin de 6,8 eV (cuivre 7 eV). Cette énergie est très grande vis-à-vis de l'énergie de liaison (1 eV), d'où la « liberté » des électrons.

Ces résultats doivent être mis en relation avec les propriétés chimiques du graphite qui supposent une excitation des électrons B dans la direction axiale; $q = 2$ caractériserait non seulement le graphite, mais tous les aromatiques. — E. DARMOIS.

Contributions au problème du noyau aromatique. II. Répartition en densité et énergie résiduelle des électrons B des aromatiques; SCHMIDT O. (*Physik. Z.*, 1941, **42**, 307). — Dans le travail précédent (*Ibid.*, 36), on a seulement considéré le graphite qu'on envisage comme métal à deux dimensions. On rappelle les résultats obtenus dans ce premier mémoire; un tableau compare le graphite aux autres métaux aux points de vue suivants : densité électronique, énergie résiduelle (de zéro), nombre effectif d'électrons libres (en pour 100 des électrons de valence).

Les calculs sont faits dans le présent Mémoire en admettant que les électrons B (électrons π de Hückel) sont libres dans les composés aromatiques. On étudie leur répartition en densité, leur énergie résiduelle, leur nombre effectif; une table donne ces valeurs pour le benzène, le naphtalène, l'anthracène, le pyrène, le chrysène, divers carbures hypothétiques de Pauling et de l'auteur, le graphite.

On applique les résultats au calcul de l'anisotropie diamagnétique résultant de la distribution en densité, à la façon de Stoner. Signalons l'influence considérable des substitutions qui, dans le modèle cylindrique adopté pour C_6H_6, conduisent à une réduction du rayon du cylindre, une augmentation de la densité, de l'énergie résiduelle, un abaissement des énergies d'excitation et d'activation, en relation avec le déplacement des bandes d'absorption dans le proche ultraviolet.

Les carbures cancérigènes seraient caractérisés par la densité de leurs électrons B; l'auteur renvoie à des publications antérieures et donne quelques détails sur les formules de ces carbures et leurs propriétés. Ils auraient tous une excitation facile; en solution, un quantum de 3900 Å (3,2 eV) suffirait.

Le modèle « en boîte » de l'auteur se prête également aux calculs de mécanique ondulatoire, à l'étude des questions de valence, etc. — E. DARMOIS.

PHYSIQUE CRISTALLINE.

Synthèse de Fourier du Mg métallique par rayons X; BRILL R., HERMANN C. et PETERS C. (*Ann. Physik*, 1942, **41**, 37-53). — Les auteurs emploient une série de Fourier tridimensionnelle. Les résultats sont d'accord avec les calculs théoriques de Hartree et Pauling pour l'atome libre. Ils signalent l'existence d'un substratum uniforme de quelque 1,75 électron par atome, en plus ils ont confirmé l'existence de points d'accumulation d'électrons entourés par quelques points où il en manque. — N. CABRERA.

Une méthode pour l'étude de petits éléments de surface par analyse spectrale; THANHEISER G. et MEYER J. (*Mitteilung Kaiser-Wilhelm Inst. f. Eisenforsch.*, 1941, **23**, 1-12; comm. 411). — On décrit une méthode permettant d'étudier des éléments de surface de quelques 1/10 000e de millimètre carré par analyse spectrale, dans le but de rechercher la nature de certaines occlusions métalliques.

Une lame de mica, percée de trous de 0,03 à 0,05 mm de diamètre, est collée sur la pièce métallique à examiner, les trous faisant face aux occlusions dont on cherche la composition. Ces trous sont obtenus à l'aide d'une aiguille à coudre convenablement amincie dans un bain électrolytique composé de 14 g de $FeSO_4$, 1000 cm^3 de H_2O et 2,7 cm^3 de M_2SO_4; la tension utilisée est de 40 V, l'intensité de 0,7 à 1 A. On peut aussi amincir l'aiguille par rodage en la montant dans un tour. Pour percer le mica, on fait tourner l'aiguille à 5000 t/min et l'on est averti du moment où l'aiguille a traversé le mica à l'aide d'un dispositif électrique.

L'excitation de l'étincelle est particulièrement délicate; une puissance trop faible ne donne que les bandes de l'air; une puissance trop forte agrandit rapidement le trou. On ne semble pas être arrivé à un résultat entièrement satisfaisant; on emploie une résistance liquide dans le circuit de l'étincelle et une capacité de 400 cm en parallèle avec elle.

La deuxième électrode est à 0,5 mm de la surface à étudier. Le centrage est difficile : on place le trou tout contre la fente et l'on dispose d'un porte-électrode à réglages très fins.

Des essais ont été faits sur une tôle de fer dans laquelle on avait incrusté une très petite feuille de cuivre de 0,04 mm de diamètre et de 0,02 mm d'épaisseur. Lorsque l'étincelle se fait en face de cette feuille, les raies du cuivre apparaissent nettement. On donne quelques photographies où l'on peut identifier Cu, V, Pb, Ti, Mn; d'autres clichés montrent l'aspect de l'occlusion avant et après la décharge.

B. VODAR.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 117292 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1942.